

# Зависимость концентрации носителей заряда от тока в инжекционных лазерах среднего инфракрасного диапазона с квантовыми ямами

© М.Я. Винниченко<sup>†</sup>, Л.Е. Воробьев<sup>+</sup>, Д.А. Фирсов<sup>+</sup>, М.О. Машко<sup>+</sup>, Р.М. Балагула<sup>+</sup>,  
G. Belenky<sup>\*</sup>, L. Shterengas<sup>\*</sup>, G. Kipshidze<sup>\*</sup>

<sup>+</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

<sup>\*</sup> State University of New York at Stony Brook,  
11794 Stony Brook, New York, USA

(Получена 22 апреля 2013 г. Принята к печати 30 апреля 2013 г.)

В инжекционных лазерах среднего инфракрасного диапазона с квантовыми ямами InGaAsSb/InAlGaAsSb экспериментально исследованы спектральные зависимости интенсивности спонтанной люминесценции в допороговом режиме и в режиме лазерной генерации. По зависимости интегральной спонтанной люминесценции от тока определена токовая зависимость концентрации носителей заряда. Обнаружено отсутствие насыщения концентрации носителей заряда с током в режиме генерации стимулированного излучения. Показано, что это может быть связано с разогревом носителей заряда на нижних уровнях размерного квантования и с увеличением поглощения света свободными дырками в волноводе.

## 1. Введение

В рамках простейшей модели полупроводникового лазера концентрация носителей заряда в активной области лазерной структуры после начала генерации стимулированного излучения не должна расти с ростом плотности тока из-за уменьшения времени жизни носителей заряда благодаря индуцированному испусканию фотонов. В работе [1] было показано, что разогрев носителей заряда, возникающий при передаче избыточной энергии инжектированных электронов носителям заряда на нижних уровнях размерного квантования может привести к отсутствию стабилизации концентрации в постпороговом режиме. В настоящей работе экспериментально исследуется зависимость концентрации носителей заряда от тока в лазерной структуре и рассматриваются механизмы, приводящие к нарушению стабилизации концентрации с током в постпороговом режиме.

## 2. Объект исследования и методика

В качестве объекта исследования был выбран инжекционный лазер среднего инфракрасного диапазона с квантовыми ямами (КЯ)  $\text{In}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{As}_{0.23}\text{Sb}_{0.77}/\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.6}\text{As}_{0.2}\text{Sb}_{0.8}$ , который работает в непрерывном режиме при комнатной температуре.

Концентрации носителей заряда в активной области лазерной структуры определялись путем измерения интенсивности интегрального спонтанного излучения  $J$ . Такая методика позволяет проводить исследования не только в допороговом режиме ( $j < j_{\text{th}}$ ), но и при плотности тока накачки  $j$ , превышающей пороговую  $j_{\text{th}}$  ( $j > j_{\text{th}}$ ). Для того чтобы исключить возможность попадания в регистрирующую аппаратуру стимулированного

излучения, спонтанное излучение детектировалось в направлении оси роста структуры из узкого окна шириной 10 мкм, вытравленного в контактной области структуры. Структура имела форму полоска 100 мкм и длину 1 мм (рис. 1).

## 3. Экспериментальные результаты и их анализ

Спектры спонтанной электролюминесценции были получены при разных значениях тока накачки при комнатной температуре. Интегральная интенсивность электро-

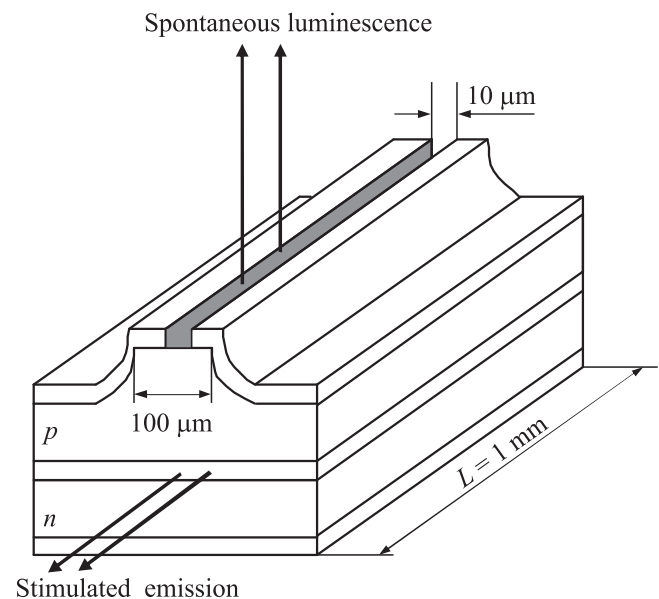


Рис. 1. Схематическое изображение лазерной структуры с КЯ InGaAsSb/InAlGaAsSb для наблюдения спонтанного излучения.

<sup>†</sup> E-mail: mvin@spbstu.ru

люминесценции  $J(j)$ , приведенная на рис. 2, определялась путем интегрирования спектров спонтанного излучения  $J^v(h\nu)$  по всему диапазону частот (энергий фотонов  $h\nu$ ). При этом вклад рассеянного индуцированного излучения в электролюминесценцию был невелик, что позволило исключить его вклад в измеряемый сигнал (см. вставку к рис. 2).

Полученная зависимость интегральной люминесценции  $J$  от плотности тока  $j$  представляет собой быстро нарастающую зависимость  $J(j)$  в режиме спонтанного излучения при плотностях токах меньше пороговой,  $j < j_{th}$ , и слабо растущую зависимость  $J(j)$  в режиме индуцированного излучения при  $j > j_{th}$ . Можно предложить два механизма, приводящих к отсутствию насыщения интенсивности спонтанной люминесценции и соответственно концентрации носителей заряда с током. Это разогрев носителей заряда в КЯ из-за передачи энергии надбарьерных носителей заряда электронам и дыркам, находящимся в КЯ на нижних уровнях размерного квантования, при межэлектронных столкновениях. Степень такого разогрева растет с ростом тока [1]. Второй механизм — это рост с током внутренних оптических потерь из-за поглощения света свободными электронами и, главным образом, дырками в волноводной области лазерной структуры, расположенной между КЯ и сильно легированными слоями  $n$ - и  $p$ -типа проводимости (cladding layers).

Оценим вклад этих явлений, рассмотрев условие генерации лазерного излучения:

$$\Gamma\alpha_{in} = \Gamma_n\alpha_n + \Gamma_p\alpha_p + \Gamma\alpha_{QW} + \alpha_{WG} + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1R_2}, \quad (1)$$

где  $\Gamma$  — фактор оптического ограничения,  $\alpha_{QW}$  и  $\alpha_{WG}$  — коэффициенты поглощения света свободными электронами и дырками в КЯ и в волноводе соответственно,  $\Gamma_n\alpha_n$  и  $\Gamma_p\alpha_p$  — оптические потери в легированных  $n$ - и  $p$ -областях,  $R_1$  и  $R_2$  — коэффициенты отражения зеркал резонатора с длиной  $L$ ,  $\alpha_{in}$  — коэффициент усиления излучения в квантовых ямах,

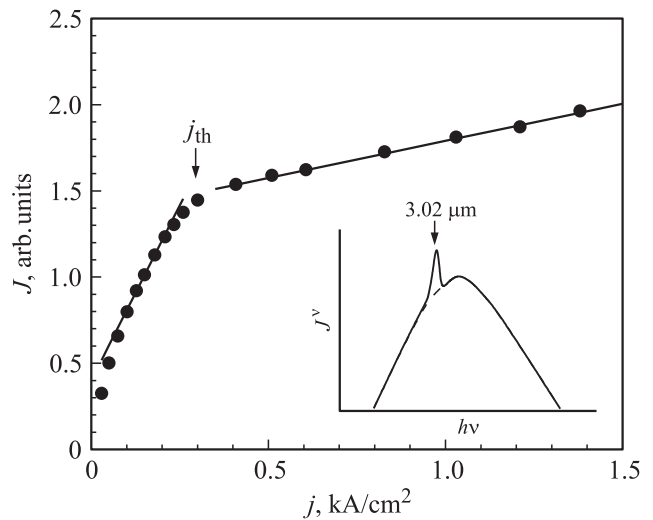
$$\alpha_{in} = \alpha_0(f_e + f_h - 1), \quad (2)$$

$f_e$  и  $f_h$  — функции распределения электронов и дырок по энергиям,  $\alpha_0$  — коэффициент межзонного поглощения света при незаполненных подзонах электронов и дырок.

В условиях вырождения электронного газа коэффициент усиления, как следует из (2), определяется дырочной функцией распределения, т.е. поверхностной концентрацией дырок в КЯ  $N_{QW}$  и температурой носителей заряда  $T_c$ :

$$\alpha_{in} \propto \frac{N_{QW}}{T_c}. \quad (3)$$

В наших условиях электронную и дырочную температуры можно считать одинаковыми, так как в постпороговом режиме концентрация электронов и дырок превышает  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ , что приводит к высокой частоте



**Рис. 2.** Зависимость интегральной интенсивности электролюминесценции  $J$  от уровня накачки в режимах спонтанного ( $j < j_{th}$ ) и стимулированного ( $j > j_{th}$ ) излучения при температуре 300 К. На вставке — характерный спектр люминесценции  $J^v(h\nu)$ , стрелкой показана длина волны стимулированного излучения.

электрон-электронного, дырка-дырочного и электрон-дырочного рассеяния.

Рассмотрим связь между изменением тока накачки, температуры носителей заряда и их концентрации. Для этого про дифференцируем (1), учитывая (3) и пренебрегая всеми малыми потерями:

$$\Gamma \frac{\partial \alpha_{in}}{\partial N_{QW}} dN_{QW} + \Gamma \frac{\partial \alpha_{in}}{\partial T_c} dT_c = \frac{\partial \alpha_{WG}}{\partial j} dj. \quad (4)$$

Здесь мы предположили, что с ростом тока меняются как температура носителей заряда, так и потери в волноводе. Температуру горячих носителей заряда можно оценить с помощью уравнения баланса мощности [1,2]:

$$\frac{j(\Delta E_e + \Delta E_h)}{2eN_{QW}} = \frac{dE_e}{dt}(T_c, N_{QW}) + \frac{dE_h}{dt}(T_c, N_{QW}), \quad (5)$$

где  $\Delta E_e$ ,  $\Delta E_h$  — энергии электронов и дырок, которые они теряют, попадая из состояний континуума на дно подзон  $e_1$  и  $hh_1$ ;  $dE/dt$  — средняя скорость потери энергии  $E$ , рассчитанная на один носитель заряда и учитывающая взаимодействие с оптическими фононами. Левая часть уравнения (5) определяет поток энергии в расчете на один носитель заряда из числа электронов и дырок, попадающих из состояний континуума в подзоны КЯ. Благодаря высокой концентрации носителей заряда потерями энергии при испускании оптических фононов в этом процессе мы можем пренебречь. Правая часть (5) определяет скорость рассеяния энергии электронами и дырками в расчете на один носитель заряда при взаимодействии с полярными оптическими фононами.

Используя (5), можно оценить, что для  $j = 1.5 \text{ кА/см}^2$  температура  $T_c$  составляет 350 К при  $N_{\text{QW}} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Считая, что интенсивность интегральной спонтанной люминесценции пропорциональна квадрату концентрации носителей заряда, из зависимости, представленной на рис. 2, найдем: при изменении плотности тока от  $j_{\text{th}}$  до  $j = 1.5 \text{ кА/см}^2$  концентрация носителей заряда в КЯ  $N_{\text{QW}}$  увеличивается в 1.16 раза. Из уравнения (4), используя зависимость интенсивности интегральной спонтанной люминесценции от тока (рис. 2) и считая температуру носителей заряда при пороговом токе равной 300 К, можно определить, что температура носителей заряда в постпороговом режиме лежит в пределах  $300 < T_{\text{exp}} < 350 \text{ К}$  при  $j_{\text{th}} < j < 1.5 \text{ кА/см}^2$ .

При расчете температуры носителей заряда в структурах с пониженной размерностью следует учитывать накопление неравновесных оптических фононов [2]. Такой учет улучшает согласие теоретических и экспериментальных данных. Однако расчеты для исследуемых структур с КЯ InGaAsSb/InAlGaAsSb с учетом накопления фононов дают слишком высокое значение температуры носителей заряда ( $\sim 400 \text{ К}$ ), которое не соответствует экспериментальному росту концентрации в постпороговом режиме. Можно предположить, что накопление оптических фононов в исследуемых структурах несущественно из-за влияния гетерограниц.

Отметим также, что в правой части уравнения (5) не учтены дополнительные потери энергии горячими носителями заряда при взаимодействии с интерфейсными фононами. Еще один фактор, снижающий точность расчета температуры, связан с тем, что число попадающих в квантовую яму в единицу времени носителей заряда может быть меньше, чем число инжектированных в волновод носителей заряда, из-за потерь носителей заряда при их рекомбинации в волноводе.

Выше мы рассмотрели роль разогрева носителей заряда в отсутствии насыщения концентрации носителей заряда в постпороговом режиме. Как следует из (4), другой причиной этого могут быть потери в волноводе. Коэффициент поглощения света на свободных электронах и дырках в волноводном слое с учетом квазинейтральности можно рассчитать следующим образом:

$$\alpha_{\text{WG}} = \frac{\int_{-a}^0 (\sigma_e + \sigma_h) N_e(x) F_\omega^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} F_\omega^2(x) dx} + \frac{\int_0^a (\sigma_e + \sigma_h) N_h(x) F_\omega^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} F_\omega^2(x) dx}, \quad (6)$$

где  $\sigma_e$  и  $\sigma_h$  — сечения поглощения света в волноводе свободными электронами и дырками,  $N_e(x)$  и  $N_h(x)$  — концентрации электронов и дырок в волноводе,  $F_\omega(x)$  — распределение электрического поля световой волны,  $a$  — полуширина волновода.

Для нахождения распределения концентрации инжектированных электронов и дырок,  $N_e(x)$  и  $N_h(x)$ , мы

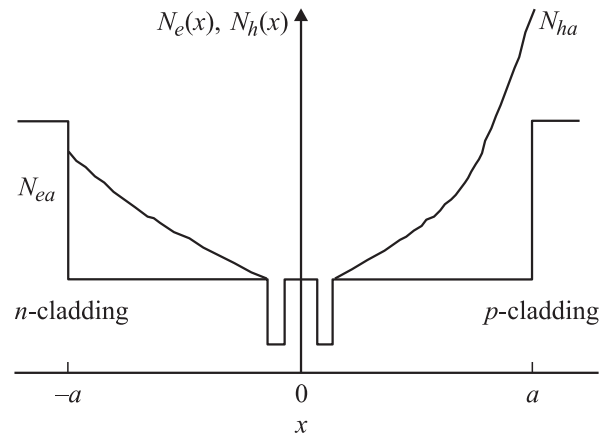


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов  $N_e(x)$  и дырок  $N_h(x)$  от расстояния  $x$  до КЯ в волноводе.

использовали уравнения непрерывности и выражения для плотностей тока электронов ( $j_e$ ) и дырок ( $j_h$ ):

$$\frac{1}{e} \operatorname{div} j_e = \frac{N_e(x)}{\tau_{\text{SHR}}}, \quad (7)$$

$$-\frac{1}{e} \operatorname{div} j_h = \frac{N_h(x)}{\tau_{\text{SHR}}}, \quad (8)$$

$$j_e = e\mu_e N_e \mathcal{E} + eD_e \frac{dN_e}{dx}, \quad (9)$$

$$j_h = e\mu_h N_h \mathcal{E} - eD_h \frac{dN_h}{dx}, \quad (10)$$

где  $\tau_{\text{SHR}}$  — время рекомбинации Шокли–Рида–Холла,  $D_{e,h}$  — коэффициенты диффузии электронов и дырок,  $\mu_{e,h}$  — подвижности электронов и дырок,  $N_e, N_h$  — их концентрации,  $\mathcal{E}$  — напряженность электрического поля. Уравнения (7) и (9) записаны для области  $-a < x < 0$ , уравнения (8) и (10) — для области  $0 < x < a$ . При больших уровнях инжекции дрейфовый и диффузионный токи соизмеримы [3], следовательно, выражения для плотности тока упрощаются:

$$j_e = 2eD_e \frac{dN_e(x)}{dx}, \quad (11)$$

$$j_h = -2eD_h \frac{dN_h(x)}{dx}. \quad (12)$$

Граничные условия на краях волновода можно записать следующим образом:  $N_e(x = -a) = N_{ea}$ ,  $N_h(x = a) = N_{ha}$  (см. рис. 3). В области квантовых ям из-за быстрого захвата дырок и электронов в КЯ можно положить  $N_e(x = 0) = 0$ ,  $N_h(x = 0) = 0$ .

Сечение поглощения света для дырок ( $\sigma_h$ ) много больше, чем для электронов ( $\sigma_e$ ). Кроме того  $D_h \ll D_e$ , поэтому концентрация электронов в волноводе относительно мала и поглощением света электронами в (6) можно пренебречь.

Решение для зависимости концентрации дырок от координаты в области  $0 < x < a$  выглядит следующим образом:

$$N_h(x) = \frac{N_{ha}}{\text{sh}(a/\sqrt{2}l)} \text{sh}(x/\sqrt{2}l), \quad (13)$$

где  $l = \sqrt{D_h \tau_{\text{SHR}}} \approx 1$  мкм — длина диффузии.

На рис. 3 схематично приведено распределение концентрации инжектированных электронов  $N_e(x)$  и дырок  $N_h(x)$ .

С ростом тока растет концентрация дырок на границе волновода  $N_{ha}$ , что приводит к росту концентрации дырок в волноводе и росту поглощения  $\alpha_{\text{WG}}$ .

Значение сечения поглощения света на свободных дырках в твердом растворе InGaAsSb достоверно не известно. Используя для оценки результаты работы [4], в которой приводятся данные по поглощению света свободными дырками в GaSb, найдем, что для нашей структуры  $\sigma_h \approx 1.4 \cdot 10^{-16}$  см<sup>-2</sup>. Тогда, используя (6), можно рассчитать  $\alpha_{\text{WG}}(j)$  для основной моды. В соответствии с (4), оказывается, что изменение концентрации носителей заряда с током в постпороговом режиме можно полностью объяснить изменением  $\alpha_{\text{WG}}$ .

Подтверждением влияния внутренних оптических потерь при поглощении света инжектированными дырками на характеристики лазеров являются экспериментальные результаты работы [5], в которой показано, что лазеры на основе структуры с КЯ, смещенной ближе к *p*-слою, имеют более высокую выходную мощность по сравнению с лазерами с симметрично расположенными КЯ. Этот результат может быть объяснен тем, что при одинаковых токах и, следовательно, одинаковых значениях  $N_{ha}$  общий уровень концентрации дырок в волноводе  $N_h(x)$  в структуре с асимметрично расположенными КЯ ниже.

Таким образом, при используемых значениях скорости рассеяния энергии и сечения поглощения света и разогрев носителей заряда, и увеличение потерь света в волноводе из-за поглощения излучения свободными дырками могут независимо объяснить изменение концентрации носителей заряда в режиме генерации. Возможно и совместное действие этих двух факторов. Соотношение между ними пока установить трудно, так как точно не известны механизм рассеяния энергии в правой части выражения (5) и сечение поглощения света свободными дырками в выражении (6).

#### 4. Заключение

Согласно проведенным оценкам, показано, что обнаруженное в эксперименте увеличение концентрации носителей заряда в активной области лазерной структуры с ростом тока в режиме стимулированного излучения может быть связано как с разогревом носителей заряда на нижних уровнях размерного квантования, так и с ростом концентрации дырок в волноводе.

Работа выполнена при поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 годы, грантов РФФИ, Правительства Санкт-Петербурга и Air Force Office of Scientific Research (Grant FA95501110136).

#### Список литературы

- [1] Л.Е. Воробьев, В.Л. Зерова, К.С. Борщев, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, G. Belenky. ФТП, **42** (6), 753 (2008).
- [2] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Л. Зерова, Д.А. Фирсов. ФТП, **37** (5), 604 (2003).
- [3] W.M. Webster. Proc. IRE, **42** (6), 914 (1954).
- [4] Г.Н. Илуридзе, А.Н. Титков, Е.М. Чайкина. ФТП, **21** (1), 80 (1987).
- [5] G. Belenky, L. Shterengas, D. Wang, G. Kipshidze, L. Vorobjev. Semicond. Sci. Technol., **24**, 115 013 (2009).

Редактор Л.В. Шаронова

#### Carrier concentration dependence on current in the injection mid-infrared lasers with quantum wells

M.Ya. Vinnichenko<sup>+</sup>, L.E. Vorobjev<sup>+</sup>, D.A. Firsov<sup>+</sup>, M.O. Mashko<sup>+</sup>, R.M. Balagula<sup>+</sup>, G. Belenky\*, L. Shterengas\*, G. Kipshidze\*

<sup>+</sup> Saint Petersburg State Polytechnic University, 195251 St. Petersburg, Russia

\* Department of Electrical and Computer Engineering, State University of New York at Stony Brook, 11794 New York, USA

**Abstract** The current dependence of spontaneous luminescence in the injection infrared lasers with InGaAsSb/InAlGaAsSb quantum wells has been studied. The current dependence of carrier concentration was determined from the spectral dependence of integral spontaneous luminescence. The lack of concentration saturation with current has been observed in the lasing regime. We associate it with carrier heating in the quantum wells and with the increase of the light absorption related to free holes in the waveguide.